

**SPALTFRAGMENT-ANISOTROPIEN BEI DER
 ^{238}U (n, 2nf) – SCHWELLE**

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie

vorgelegt der

Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Universität Basel

von

RUDOLF ABEGG

aus Zürich

1974

Basel

aku-Fotodruck

**SPALTFRAGMENT-ANISOTROPIEN BEI DER
 ^{238}U (n, 2nf) – SCHWELLE**

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie

vorgelegt der

Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Universität Basel

von

RUDOLF ABEGG

aus Zürich

1974

Basel

aku-Fotodruck

Genehmigt von der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen
Fakultät auf Antrag der

Herren Professoren R. Wagner und E. Baumgartner

Basel, den 16. April 1974

Prof. Dr. E. Kellenberger

Dekan



Inhaltsverzeichnis

Abstract	1
1. Einleitung	1
2. Experimentelle Hilfsmittel	2
2.1. Die experimentelle Anordnung am 200-kV-Be- schleuniger	2
2.2. Die experimentelle Anordnung am 3-MV-Be- schleuniger	4
2.3. Die Messung des Neutronenflusses	4
3. Messergebnisse	5
4. Analyse der Messergebnisse	9
4.1. Der Anisotropieverlauf in der Umgebung der dritten Spaltschwelle	9
4.2. Die Anisotropie A_3 der Reaktion $^{238}\text{U}(n,2nf)$	11
4.3. Die Bestimmung des Mittelwertes K_O^2 und der Kerntemperatur T	12
5. Diskussion	14
6. Literaturverzeichnis	18

Abstract. The angular distributions of fragments from neutron induced fission of ^{238}U are measured by means of glass plates in the energy range $13,5 < E_n (\text{MeV}) < 17,5$. The behaviour of the angular anisotropy in this energy region, where (n,f) , (n,nf) and $(n,2nf)$ contributions are possible is analysed in the framework of the statistical model. The energy dependence of K_0^2 and of the nuclear temperature T is also given and discussed.

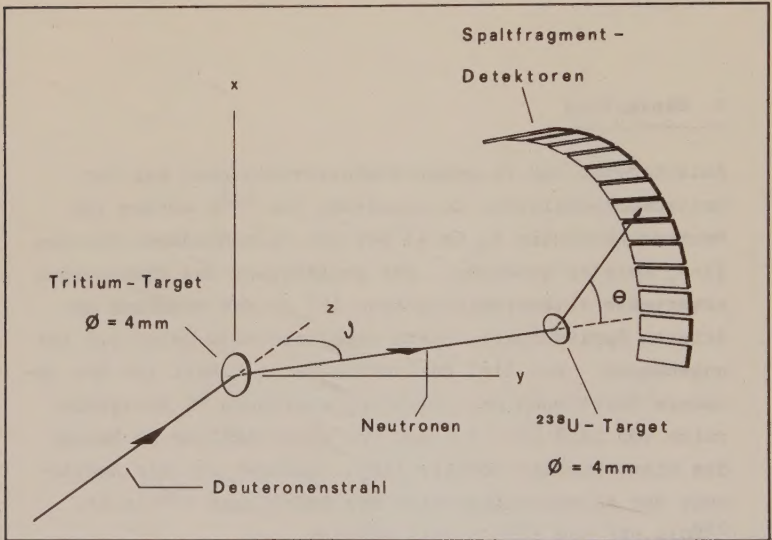
1. Einleitung

Anisotropien von Fragment-Winkelverteilungen bei der neutroneninduzierten Kernspaltung von ^{238}U wurden für Neutronenenergien E_n um 15 MeV von verschiedenen Autoren [1-8] bereits gemessen. Die Bestätigung des theoretisch erwarteten Anisotropieanstiegs [9] in der Umgebung der dritten Spaltschwelle durch experimentelle Daten [1] ist ungenügend. Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist die genauere Bestimmung des Anisotropieverlaufs im Energiebereich von 13,5 bis 17,5 MeV und seine Analyse im Rahmen des statistischen Modells [10]. Dadurch ist die Bestimmung der Anisotropieanteile der Reaktionen $^{238}\text{U}(n,f)$, $^{238}\text{U}(n,nf)$ und $^{238}\text{U}(n,2nf)$ möglich.

Als Neutronenquelle dient die Reaktion $T(d,n)^4\text{He}$. Die Spaltfragmente werden mit Glasplatten registriert (Fission-track-Methode [11]).

2. Experimentelle Hilfsmittel

2.1. Die experimentelle Anordnung am 200-kV-Beschleuniger
Deuteronen aus einer HF-Ionenquelle [12,13] werden nach
Durchlaufen einer Potentialdifferenz von 150 kV und eines
Ablenkmagneten auf ein Titan-Tritiumtarget* gelenkt (Fig.1).



Figur 1

Schematische Darstellung der experimentellen Anordnung.

Unter Ausnützung der kinematischen Verhältnisse [14]
liefert die dabei ausgelöste $T(d,n)^4\text{He}$ -Reaktion Neutro-
nen im Energieintervall von 13,56 bis 14,80 MeV entspre-
chend den Reaktionswinkeln ϑ zwischen 0° und 140° .

* CuTiT-2 der Firma NUKEM, Hanau

Zwei strahlbegrenzende Tantalblenden von 8 und 6 mm Durchmesser sind so berechnet, dass sie durch die Randzonen des Deuteronenstrahls bis zur Rotglut erhitzt werden und dadurch die Bildung von d,d-Selbsttargets auf ein vernachlässigbar kleines Mass reduzieren. Die Richtung des Deuteronenstrahls legt dabei $\vartheta = 0^\circ$ im Laborsystem fest. In ca. 100 mm Entfernung von ihrem Produktionsort treffen Neutronen der Energie $E_n(\vartheta)$ auf ein Urantarget* ($2,06 \text{ mg cm}^{-2}$, $99,8\%$ ^{238}U) und induzieren die Spaltung der Urankerne. Die emittierten Spaltfragmente werden von einem Kranz (Radius 115 mm) von 12 bis 14 Detektoren [11] gestoppt. Urantarget und Fragmentdetektoren befinden sich in einer vom Beschleuniger getrennten Streukammer, in der die mittlere freie Weglänge der Spaltfragmente mit Hilfe einer Ionengetterpumpe (VARIAN 912/6000) gross gegenüber den Kammerabmessungen gehalten wird. Mit dieser Anordnung kann bei vorgegebenem Reaktionswinkel ϑ und der dadurch ausgewählten Neutronenenergie $E_n(\vartheta)$ eine Fragment-Winkelverteilung gemessen werden.

Im Gegensatz zu einfach geladenen, leichten Teilchen wie d, p usw. erzeugen schwere, hochionisierte Spaltfragmente beträchtliche Störungen in den als Detektoren verwendeten Glasplatten [11]. Diese Störungen werden beim Ätzen in 10%iger HF zu mikroskopisch kleinen Kratern ausgebildet, und lassen sich dann unter dem Mikroskop** bei der Auszählung deutlich von Glasfehlern unterscheiden. Um den Untergrund zu bestimmen, wurden die vorgeätzten Glasplatten vor dem Einbau in die Streukammer mikroskopisch kontrolliert.

* Herrn Prof. Dr. E. von Gunten und Herrn P. Schmied, Abt. Chemie des EIR, Würenlingen, danken wir für die Herstellung dieser Targets.

** Stichprobenmikroskop M 501 mit automatischem Objektisch, Wild AG, Heerbrugg.

2.2. Die experimentelle Anordnung am 3-MV-Beschleuniger

Die Bestrahlungen bei $E_n = 16,13$ und $17,47$ MeV (Fig.2) wurden mit dem von Sick et al. [15] beschriebenen Tritium-Gastarget am 3-MV-Beschleuniger [16] durchgeführt. Die folgenden Ausführungen beziehen sich nur auf kleine Änderungen sowie zusätzlich durchgeführte Tests. Als Targetabschlussfolie wurde konsequent eine mit $0,06 \text{ mgcm}^{-2}$ Al bedampfte Ni-Folie* ($0,6 \text{ mgcm}^{-2}$, Typ B) verwendet [17]. Der Aufdampfvorgang wurde mit einem Schwingquarz-Schichtdickenmessgerät** kontrolliert. Die Dicke der Ni-Folie für 1-MeV-Deuteronen wurde aus dem Energieverlust von $5,486\text{-MeV-}\alpha$'s (dünne ^{241}Am -Quelle) durch lineare Interpolation zu ca. 150 keV berechnet. Inhomogenitäten in der Folie, die sich durch Verbreiterung der α -Linie bemerkbar machen würden, sind keine festgestellt worden.

Bei Testmessungen mit dem He-gefüllten Gastarget wurde ein geringer Neutronenfluss festgestellt. Dieser ist aufgrund der Rückstossprotonenspektren auf 14-MeV-Neutronen und damit auf adsorbiertes Tritiumgas im Targetmaterial zurückzuführen. Damit ist Gewähr geboten, dass die Au-Schicht des Strahlfängers intakt ist und die Verunreinigung des Tritiums durch zurückdiffundierende Deuteronen klein gehalten werden kann. Das ^{238}U -Target befand sich in einer mittleren Entfernung von 54 mm vom Tritiumgastarget in der in 2.1. beschriebenen Streukammer.

2.3. Die Messung des Neutronenflusses

Zur Messung des Neutronenflusses wurde das Rückstossprotonenspektrum aus einem dicken $(\text{CH}_2)_n$ -Radiator nach der Methode von Stammbach et al. [13] aufgenommen und nach Seitz und Huber [18] ausgewertet. Diese Methode

* Chromium Corp. of America.

** Typ QSG 201, Balzers AG.

diente als Eichung des Monitors (zylindrischer NE 102, $\varnothing$ 1 cm, Länge 1 cm), der den Fluss der unter ca. 90° zum d-Strahl emittierten Neutronen während der Messungen integrierte. Sowohl mit dem Tritiumfestkörpertarget wie auch mit dem Gastarget wurden - auf gleiches ΔE_n unter $\vartheta = 0^\circ$ bezogen - vergleichbare Neutronenflüsse von rund $5 \cdot 10^8 \text{ ns}^{-1} \text{sr}^{-1}$ erreicht.

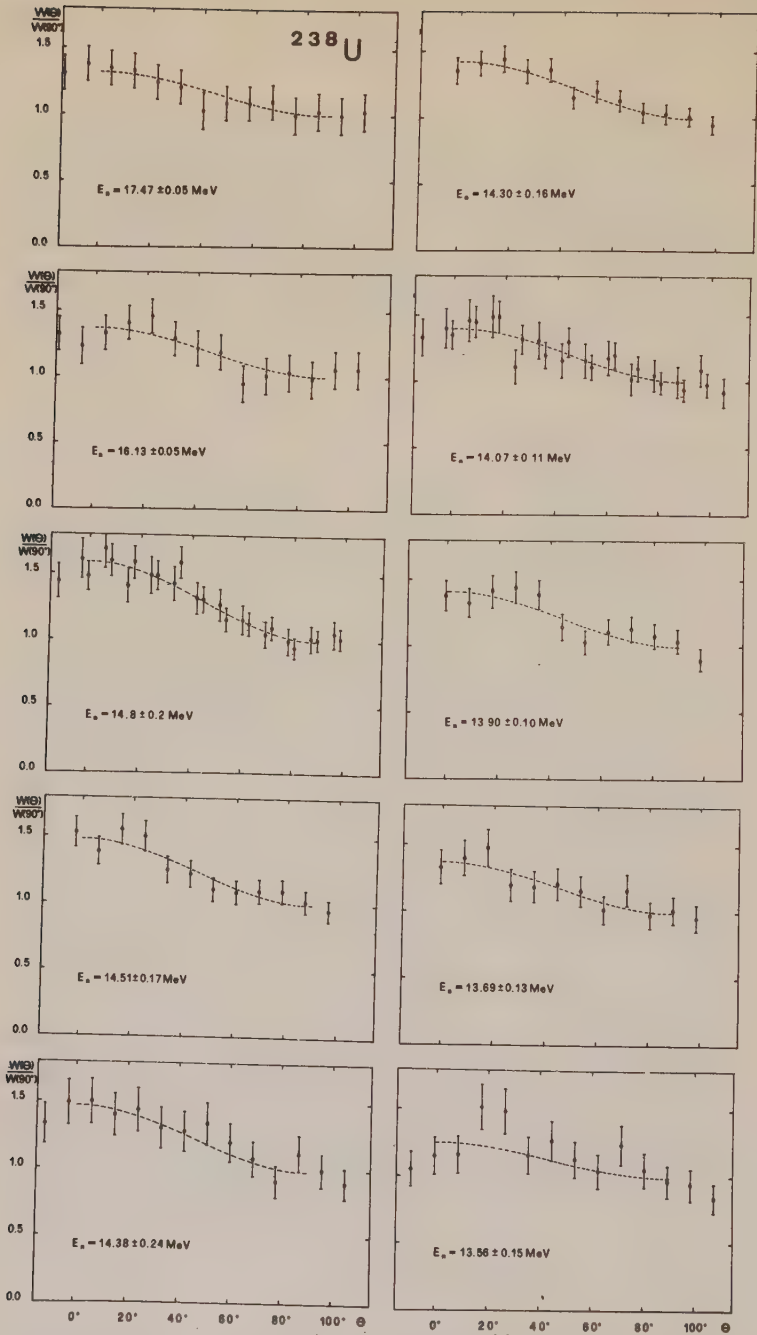
3. Messergebnisse

Mit den beschriebenen Hilfsmitteln sind 14 Winkelverteilungen bei Neutronenenergien von 13,5 bis 17,5 MeV mit rund $3 \cdot 10^{13}$ Neutronen pro Sterad je Winkelverteilung gemessen worden (Fig.2).

Zur Ueberprüfung der Reproduzierbarkeit wurden zwei Messungen ($E_n = 14,07$ und $14,80$ MeV) in unabhängigen Bestrahlungen wiederholt. Dabei wurde der Neigungswinkel der Streukammer leicht verändert, was zu einer Nullpunktsverschiebung des Fragment-Emissionswinkels ϑ Anlass gibt und den Vergleich der Messerien erleichtert.

Die Emission von Spaltfragmenten in einer zur Neutroneneinschussrichtung senkrechten Ebene ist isotrop. Eine 90° -Drehung der Streukammer um eine zu x parallele Achse (Fig.1) erlaubt die Messung dieser isotropen, azimutalen Winkelverteilungen $W(\phi)$ (Fig.3a).

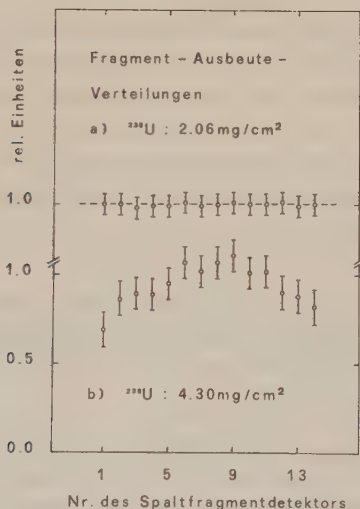
Abweichungen von der erwarteten Isotropie (Fig.3b) zeigen den Einfluss der Abbremsung oder Stoppung der Fragmente im Urantarget auf die normierte Ausbeute $W(\phi)/W(90^\circ)$. Ein Vergleich der Fragmentreichweiten in Uran [19] mit der vom Fragmentemissionswinkel abhängigen Dicke des Urantargets



Figur 2

Normierte Fragmentausbeute $W(\Theta)/W(90^\circ)$ bei der Spaltung von ^{238}U durch Neutronen im Energiebereich $13,5 \leq E_n$ (MeV) $\leq 17,5$.

zeigt, dass der Energieverlust der Fragmente bei einem 2 mgcm^{-2} dicken Target vernachlässigbar klein ist. Diese Aussage wird innerhalb der Messgenauigkeit durch Fig. 3a bestätigt.



Figur 3

Der Einfluss der endlichen U-Targetdicke auf die normierte Fragmentausbeute $W(\phi)/W(90^\circ)$.

In den Figuren 2 und 3 wurden lediglich die statistischen Fehler eingezeichnet. Die Fehler des Abstandes der Detektoren vom Urantarget (1%) sowie der Auszählung der Fragmentspuren unter dem Mikroskop (1%) sind klein verglichen mit den statistischen (7%).

Die quadratisch gemittelte Winkelverschmierung des Emissionswinkels θ ($\pm 2,6^\circ$) ist bedingt durch die Unsicherheit des Neigungswinkels der Streukammer ($\pm 0,5^\circ$) und den maximalen Öffnungswinkel ($\pm 2,5^\circ$) gegeben durch die geometrischen Verhältnisse von Urantarget und Zählfläche ($5 \times 18,6 \text{ mm}$) der Detektoren. Die Genauigkeit des Fragment-Emissionswinkels θ beträgt dabei $\pm 0,5^\circ$.

Die Verschmierung ΔE_n stammt im wesentlichen vom Winkelstragglung ΔE_1 der Deuteronen im Tritiumtarget und der Breite ΔE_2 (FWHM) des Neutronenspektrums. Für $\vartheta = 0^\circ$ ist ΔE_1 minimal und die Breite ΔE_2 des Neutronenspektrums maximal. ΔE_1 ist mit wachsendem ϑ bis 90° eine monoton zunehmende, ΔE_2 dagegen eine monoton abnehmende Funktion. Das für $\vartheta = 0^\circ$ gegenüber ΔE_2 vernachlässigbar kleine Winkelstragglung übertrifft ΔE_2 für $\vartheta = 90^\circ$ um den mehrfachen Wert. Um optimale Bedingungen zu erhalten, wurden daher die Messungen um $\vartheta = 90^\circ$ mit einem um 45° um die x-Achse (Fig.1) gedrehten Festkörpertarget durchgeführt. Aus den gleichen Überlegungen sind die Messungen am 3-MV-Beschleuniger unter $\vartheta = 0^\circ$ durchgeführt worden.

ΔE_1 wurde für alle Bestrahlungssituationen unter Zugrundelegung der vereinfachten Beziehungen von Marion und Zimmermann [14] berechnet und beträgt im ungünstigsten Fall 0,65% der Neutronenenergie.

Die Neutronenspektren wurden unter der Annahme $\Delta E_1 = 0$ für alle Messwinkel ϑ mit den Relationen von Whaling [20] numerisch berechnet und die ΔE_2 -Werte in halber Höhe des Maximums (FWHM) abgelesen. Im Extremfall wird die Neutronenenergie E_n durch einen Beitrag $\Delta E_2/E_n$ von 1,3% verschmiert. Für jede Winkelverteilung ist in Fig. 2 die aus ΔE_1 und ΔE_2 zusammengesetzte, maximale Verschmierung der Neutronenenergie angegeben.

4. Analyse der Messergebnisse

4.1. Der Anisotropieverlauf in der Umgebung der dritten Spaltschwelle

Für Neutronenenergien $E_n > 12,5$ MeV tragen die drei Reaktionen $^{238}\text{U}(n,f)$, $^{238}\text{U}(n,nf)$ und $^{238}\text{U}(n,2nf)$ zur Bildung von Spaltfragmenten bei. Wird die Spaltung jedes Zwischenkerns im statistischen Modell [10,25,26] beschrieben, so kann der Beitrag der i-ten Reaktion (i numeriert die Reaktionen (n,f), (n,nf) und (n,2nf)) durch

$$W_i(\theta)/W_i(90^\circ) = 1 + A_i \cos^2 \theta \quad (i=1,2,3) \quad (1)$$

approximiert werden [24]. Die normierte Spaltfragment-Winkelverteilung ist dann als Ueberlagerung durch

$$W(\theta)/W(90^\circ) = \sum_{i=1}^3 \frac{\sigma_{fi}}{\sigma_f} W_i(\theta)/W_i(90^\circ) \quad (2)$$

darstellbar, wobei die aus den Spaltquerschnitten [22,23] ermittelten Gewichte σ_{fi}/σ_f durch

$$\sum_{i=1}^3 \frac{\sigma_{fi}}{\sigma_f} = 1 \quad (3)$$

normiert sind. σ_{fi} ($i=1,2$) entspricht dem nach höheren Energien E_n extrapolierten Plateauwert der i-ten Reaktion.

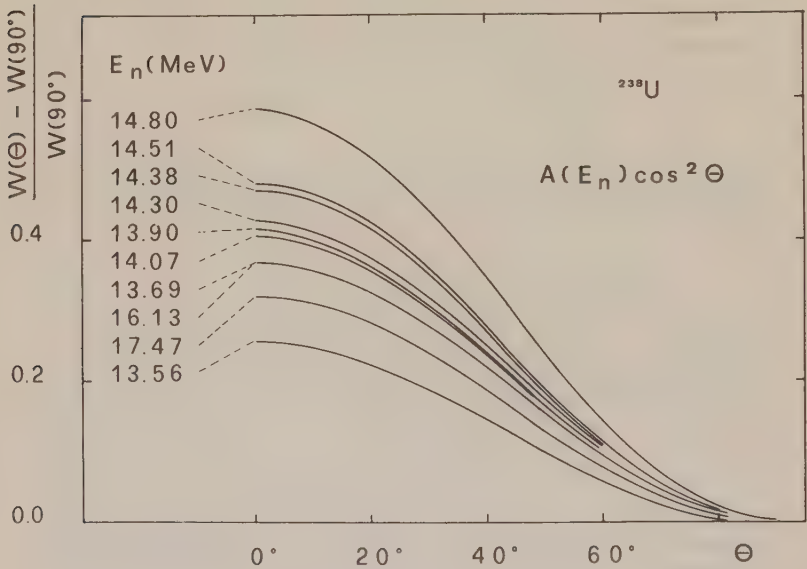
Einsetzen von (1) in (2) führt zusammen mit der Definition der Anisotropie

$$A = W(0^\circ)/W(90^\circ) - 1 \quad (4)$$

auf die für Anpassungen an experimentelle Daten einfache Form

$$W(\Theta)/W(90^\circ) = 1 + A \cos^2 \Theta. \quad (5)$$

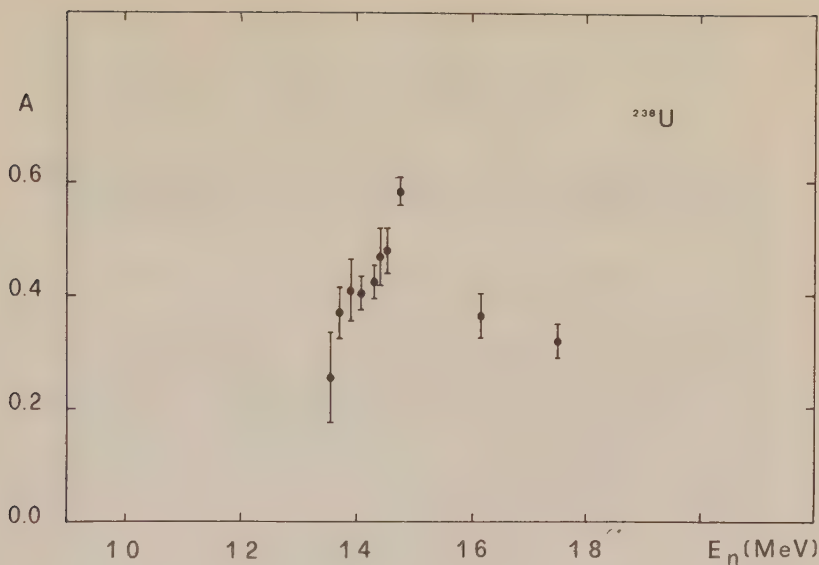
Die im Sinne eines χ^2 -Tests besten Anpassungen sind in den Winkelverteilungen der Figur 2 gestrichelt eingezeichnet und in Figur 4 mit E_n als Parameter zusammengefasst.



Figur 4

Zusammenstellung der an die experimentellen Daten angepassten Funktionen $W(\Theta)/W(90^\circ) - 1 = A(E_n) \cos^2 \Theta$.

Die aus den Anpassungen durch (4) ermittelten Anisotropien (Fig.5) zeigen einen Anisotropieanstieg mit einem Maximum in der Umgebung von $E_n = 15$ MeV.



Figur 5

Spaltfragment-Anisotropie A in der Umgebung der dritten Spaltschwelle von ^{238}U in Abhängigkeit der Neutronenenergie E_n .

4.2. Die Anisotropie A_3 der Reaktion $^{238}\text{U}(n,2nf)$

Unter Berücksichtigung der Beziehungen (1) und (2) kann die Anisotropie in der Form

$$A = \sum_{i=1}^3 \frac{\sigma_{fi}}{\sigma_f} A_i \quad (6)$$

dargestellt werden. Durch die Annahme konstanter Spaltquerschnitte [22,23]

$$\sigma_{f1} = 0,56b$$

$$\text{und } \sigma_{f2} = 0,44b$$

sowie den extrapolierten Werten [2]

$$A_1 = 0,20$$

$$\text{und } A_2 = 0,32$$

wird die Relation (6) zu einer impliziten Bestimmungsgleichung des Anisotropiebeitrages A_3 der Reaktion $^{238}\text{U}(n,2nf)$.

4.3. Die Bestimmung des Mittelwertes K_O^2 und der Kerntemperatur T aus A_3

Die Anisotropie A_3 hängt vom maximalen Drehimpuls $\vec{I}$ des Zwischenkerns $^{237}\text{U}^*$ und der Projektion K von $\vec{I}$ auf die Symmetrieachse des Kerns ab. Griffin [24,27] hat gezeigt, dass A_3 im Rahmen des statistischen Modells mit dem Mittelwert K_O^2 von K^2 in der K -Verteilung [21] durch

$$A_3 = (\ell_m + 1)^2 / 8K_O^2 \quad (7)$$

verknüpft werden kann. Zur Berechnung des maximalen Bahndrehimpulses ℓ_m des einfallenden Neutrons wird, wie für (7), die verfeinerte Beziehung von Nesterov [27]

$$\ell_m = 2,1 \sqrt{E_n (\text{MeV})} \quad (8)$$

verwendet. Unter der Annahme, dass vor der Spaltung emittierte Neutronen (Prefissionneutronen) im Vergleich zu ℓ_m kleine Bahndrehimpulse besitzen, ist ℓ_m - wie für den Zwischenkern $^{239}\text{U}^*$ - auch für $^{237}\text{U}^*$ durch (8) gegeben. Mit den Beziehungen (6), (7) und (8) ist die Grundlage geschaffen, um aus den Anisotropien A die Energieabhängigkeit von K_O^2 zu berechnen (Fig.6).

Der von Halpern und Strutinskii [21] angegebene Zusammenhang

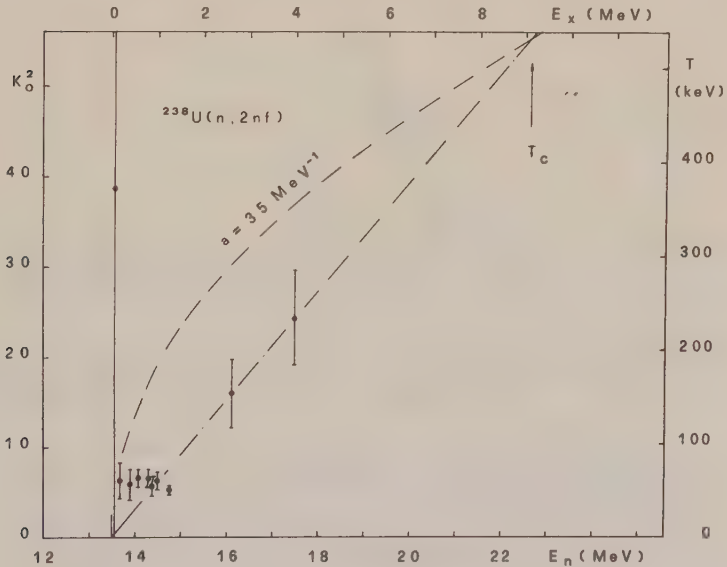
$$K_O^2 = J_{\text{eff}} T / \hbar^2 \quad (9)$$

von K_O^2 mit dem effektiven Trägheitsmoment J_{eff} des Kerns sowie seiner Temperatur T ermöglicht es bei konstantem J_{eff} [28,29] die Energieabhängigkeit von T des Zwischenkerns $^{237}\text{U}^*$ zu bestimmen (Fig.6).

Die mittlere Anregungsenergie E_x (Fig.6) des Zwischenkerns $^{237}\text{U}^*$ oberhalb der Spaltschwelle $E_3 = 12,5 \text{ MeV}$ [22,23] wird durch

$$E_x = E_n - E_3 - 2\bar{W}_n \quad (10)$$

berechnet, wobei als mittlere kinetische Energie der Prefissionneutronen $2\bar{W}_n = 1 \text{ MeV}$ angenommen wird [30].

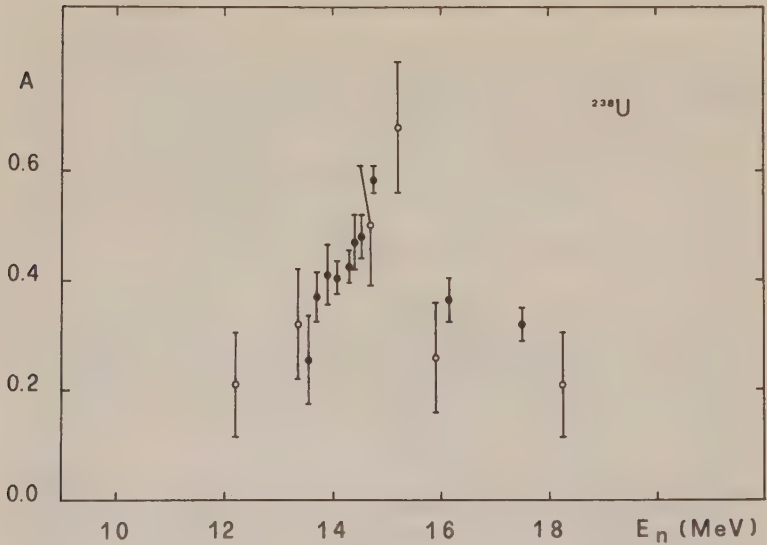


Figur 6

Die Energieabhängigkeit des Mittelwertes K_O^2 und der Kerntemperatur T . Die eingezeichneten Kurven werden in Abschn. 5 diskutiert.

5. Diskussion

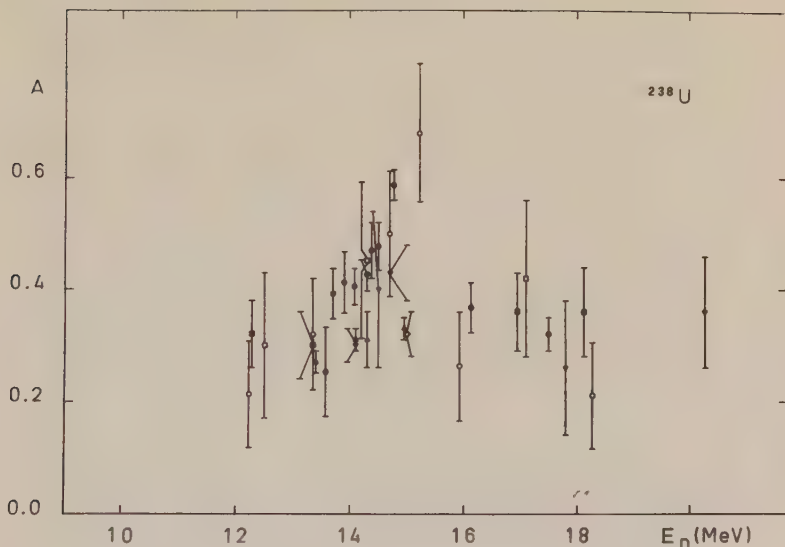
Der Uebersicht halber werden die in dieser Arbeit gemessenen Anisotropien (Fig.5) schrittweise mit den Ergebnissen anderer Autoren [1-8] verglichen. Der durch die Messungen von G. Zographos [1] angedeutete Anisotropieanstieg wird durch die Resultate der vorliegenden Arbeit bestätigt (Fig.7).



Figur 7

Spaltfragment-Anisotropie A in Abhängigkeit der Neutronenenergie E_n .
(● diese Arbeit, ○ Ref. [1])

Die in Figur 7 verglichenen Daten stimmen mit denjenigen anderer Autoren [2-8] (Fig.8) gut überein, insbesondere unter Berücksichtigung der Energieverschmierung der einzelnen Messungen. Die beiden tiefliegenden Messpunkte



Figur 8

Spaltfragment-Anisotropie A in Abhängigkeit der Neutronenenergie E_n .
 (● diese Arbeit, ○ Ref. [1], ■ Ref. [2], △ Ref. [3], ▲ Ref. [4], ▽ Ref. [5],
 ◇ Ref. [6], ▼ Ref. [7], □ Ref. [8])

bei $E_n \approx 15$ MeV [4,6] sind infolge ihrer relativ grossen Energieverschmierung ΔE_n von 0,33 bzw. 0,5 MeV nicht im Sinne von Abweichungen zu interpretieren.

Der gemessene Anisotropieverlauf ist stark verschmiert. Dies ist in Uebereinstimmung mit qualitativen, theoretischen Voraussagen [9], wonach eine solche Verschmierung auf Paarungs- und gerade-ungerade Effekte zurückgeführt werden kann. Das erreichte Maximum ($A \approx 0,6$) ist vergleichbar mit demjenigen bei der ersten Schwelle ($A_1 \approx 0,6$ [2]),

jedoch deutlich kleiner als der maximale Anisotropiewert der zweiten Schwelle ($A_2 \approx 0,8$ [2]). Unsere Messungen widerlegen die Behauptung von Emma et al. [2], dass im Energiebereich $12,2 \leq E_n$ (MeV) $\leq 18,2$ kein messbarer Anisotropieanstieg zu verzeichnen sei.

Im folgenden soll der Kern als Fermigas betrachtet werden. Die Temperaturabhängigkeit der Anregungsenergie E_x wird im "shifted Fermi gas"-Modell [28,31] durch die Parabel $E_x = aT^2 - T$ (Fig.6, gestrichelte Kurve) beschrieben. Als Niveaudichteparameter a wurde dabei $a = 35 \text{ MeV}^{-1}$ nach T.D. Newton [32] eingesetzt. Es ist jedoch bekannt, dass dieses Modell die bei tiefen Anregungsenergien E_x gemessenen Kerntemperaturen T nicht erklären kann (vgl. z.B. Ref. [28]). Unterhalb einer gewissen, kritischen Energie E_x^C wird der lineare Temperaturverlauf besser durch das Superflüssigkeitsmodell (BCS-Modell [33,34]) des Kerns beschrieben. Der Uebergang der linearen Abhängigkeit in die parabelförmige des statistischen Modells definiert den Umwandlungspunkt E_x^C (T_C) der superflüssigen in die normale Phase des Kerns [28]. Die in Figur 6 eingezeichnete Gerade (strich-punktiert) wurde an die den linearen Temperaturanstieg andeutenden experimentellen Resultate, sowie an $T = 0$ (d.h. $E_x = 0$) angepasst. Die Kenntnis von T_C ermöglicht die Bestimmung des "energy gap" Δ für ^{237}U . Sowohl die Anwendung des erweiterten statistischen Modells von D.W. Lang [31] wie auch das BCS-Modell von Griffin [34] ergeben übereinstimmend als obere Schranke $\Delta \leq (1,8 \pm 0,3) \text{ MeV}$. Die in den Rechnungen verwendete Bindungsenergie $B_n = 5,3 \text{ MeV}$ [35] führt schliesslich noch auf eine Spaltschwelle E_f von 30 keV. In Anbetracht der Messgenauigkeit wäre dieser Wert mit Null verträglich. Bei tiefen Anregungsenergien E_x bleibt die Temperatur T nahezu konstant. Diese Tatsache wird auch von andern Autoren [36,37] festgestellt.

Zusammenfassend folgt aus dem gemessenen Verlauf der Anisotropie A im Rahmen des statistischen Modells der Beitrag A_3 der Reaktion $^{238}\text{U}(n,2nf)$ in Abhängigkeit der Anregungsenergie E_x (^{237}U). Die Energieabhängigkeit der aus A_3 bestimmten Kerntemperatur T wurde unter Zuhilfenahme eines erweiterten statistischen Modells und durch das BCS-Modell zu erklären versucht.

Meinem Lehrer, Herrn Prof. Dr. R. Wagner, unter dessen Leitung die vorliegende Arbeit entstand, danke ich für die Unterstützung und für wertvolle Anregungen.

Herrn Dr. W. Lacher möchte ich für seine interessanten Diskussionsbeiträge recht herzlich danken.

Den Herren F. Abt, H. Weyeneth und ihren Mitarbeitern bin ich für die Ausführung der elektronischen und mechanischen Werkstattarbeiten zu Dank verpflichtet, ebenso dem Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung, der die Arbeit finanziell unterstützt hat.

6. Literaturverzeichnis

- [1] G. Zographos, Diplomarbeit, Universität Basel, 1969
- [2] V. Emma, S. Lo Nigro und C. Milone, Nucl. Phys. A157,449 (1970)
- [3] J. E. Brolley, Jr. und W. C. Dickinson, Phys. Rev. 94,640 (1954)
- [4] R. B. Leachman und L. Blumberg, Phys. Rev. B137,814 (1965)
- [5] R. L. Henkel und J. E. Brolley, Jr., Phys. Rev. 103, 1292 (1956)
- [6] F. Gönnewein und E. Pfeiffer, Z. Phys. 207,209 (1967)
- [7] J. Csikai und S. Nagy, J. Nucl. Energy 21,375 (1967); Nucl. Phys. A173,571 (1971)
- [8] Yu. Varfolomeev, At. En. Res. Est. L. Tr. No. 707 (1956)
- [9] J. J. Griffin, Phys. Rev. 116,107 (1959)
- [10] A. Bohr. Proc. Intern. Conf. Peaceful Uses At. Energy, Genf 2,151 (1956)
- [11] R. L. Fleischer, P. B. Price und R. M. Walker, Ann. Rev. Nucl. Science 15,1 (1965)
- [12] C. D. Moak, H. Reese und W. M. Good, Nucl. 9/9,18 (1951)
- [13] T. Stambach, S. E. Darden, P. Huber und I. Sick, Helv. phys. Acta 40,915 (1967)
- [14] J. B. Marion und F. C. Young, Nuclear Reaction Analysis, North-Holland (1968)
- [15] I. Sick, E. Baumgartner, P. Huber und T. Stambach, Helv. phys. Acta 41,573 (1968)
- [16] R. Galli, E. Baumgartner und P. Huber, Helv. phys. Acta 34,352 (1961)
- [17] W. Salathe, E. Baumgartner und P. Huber, Helv. phys. Acta 44,815 (1971)
- [18] J. Seitz und P. Huber, Helv. phys. Acta 28,227 (1955)
- [19] J. B. Niday, Phys. Rev. 121,1471 (1961)

- [20] W. Whaling, Handbuch der Physik XXXIV, 193 (1958)
- [21] I. Halpern und V. M. Strutinskii, Proc. 2nd Intern. Conf. Peaceful Uses At. Energy 15, 408 (1958)
- [22] D. J. Hughes und R. B. Scharf, Neutron cross sections, BNL-325, 2nd ed. (1958)
- [23] V. M. Pankratov, J. Nucl. Energy 18, 215 (1964)
- [24] J. J. Griffin, Phys. Rev. 127, 1248 (1962)
- [25] T. Ericson, Nucl. Phys. 6, 62 (1958)
- [26] C. Bloch, Phys. Rev. 93, 1094 (1954)
- [27] V. G. Nesterov, G. N. Smirenkin und A. S. Tishin, Sov. J. Nucl. Phys. 6, 552 (1968)
- [28] R. Vandenbosch und J. R. Huizenga, Nuclear Fission, Academic Press, New York (1973)
- [29] V. M. Strutinskii, Sov. J. Nucl. Phys. 1, 588 (1965)
- [30] Yu. A. Vasil'ev, Yu. S. Zamyatnin, Yu. I. Il'in, E. I. Sirotinin, P. V. Toropov und E. F. Fomushkin, Sov. Phys. JETP 11, 483 (1960)
- [31] D. W. Lang, Nucl. Phys. 42, 353 (1963)
- [32] T. D. Newton, Canad. J. Phys. 34, 804 (1956)
- [33] J. Bardeen, L. N. Cooper und J. Schrieffer, Phys. Rev. 108, 1175 (1957)
- [34] J. J. Griffin, Phys. Rev. 132, 2204 (1963)
- [35] J. P. Theobald, J. A. Wartena, H. Weigmann und F. Poortmans, Nucl. Phys. A181, 639 (1972)
- [36] H. C. Britt, W. R. Gibbs, J. J. Griffin und R. H. Stokes, Phys. Rev. 139, B354 (1965)
- [37] D. L. Shpak, Yu. B. Ostapenko und G. N. Smirenkin, Sov. J. Nucl. Phys. 13, 547 (1971)

Curriculum vitae

Am 29. Juli 1943 wurde ich, RUDOLF ABEGG, Bürger von Zürich, als Sohn des Rudolf Abegg und der Alice, geborene Städeli, in Uster (ZH) geboren.

Die Primarschulen besuchte ich in Zürich-Seebach (17.4.50 - 20.3.51) und Meiringen (BE) (21.3.51 - April 54). In Meiringen (3.7.54 - 28.10.55) und Siders (VS) (30.10.55 - 2.4.58) besuchte ich die Sekundarschule und absolvierte von September 1958 bis März 1959 einen Handelskurs am "Institut de Commerce de Sion".

Den Besuch des "Instituts Minerva", Basel, schloss ich am 19.9.62 mit der eidgenössischen Maturitätsprüfung (Typus C) ab.

Nach Studien in Zürich (1963 - 1965) und Basel (1966 - 1970) erlangte ich am 12.11.1970 das Diplom in Experimentalphysik. Seither bin ich, unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. R. Wagner, mit der Ausarbeitung meiner Dissertation auf dem Gebiet der Neutronenphysik beschäftigt.

Für meine Ausbildung danke ich den Herren Professoren R. Wagner, E. Baumgartner, K. Alder, E. Baldinger, W. Becker, G. Busch, P. Diehl, W. Habicht, P. Huber, W. Känzig, P. Marmier, B. Scarpellini, P. Scherrer, E. Stiefel, H.R. Striebel und den Herren Doktoren W. Czaja, H. Kappus, H. Rudin, J. Saladin und F. Seiler.

Im Jahre 1971 verheiratete ich mich mit Héléne Jacot.

